

# О механизмах токопереноса в диодных структурах Cr–*n*-InP и Mo–*n*-InP

© С.В. Слободчиков, Х.М. Салихов, Б.Е. Саморуков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 3 февраля 2003 г. Принята к печати 4 февраля 2003 г.)

Проведены исследования электрических характеристик диодных структур Cr–*n*-InP и Mo–*n*-InP и сделана оценка механизма токопрохождения. Установлено, что в структурах Cr–*n*-InP преобладает либо термоэлектронный, либо генерационно-рекомбинационный ток в зависимости от температуры. В структурах Mo–*n*-InP — двойная инжекция носителей заряда при дрейфовом переносе.

## 1. Введение

Опубликованные в литературе данные о технологии и исследовании диодных структур металл–полупроводник на основе InP свидетельствуют о том, что вопроса о свойствах таких структур, легированных переходными металлами, эти публикации почти не коснулись. Между тем, как известно, электрофизические характеристики таких структур, используемых и в прикладном отношении, в большой степени зависят от свойств металла. В исследованиях механизма формирования барьера Шоттки [1] с использованием ряда металлов, включая Cr [2], важную роль, в частности, играет их химическая активность при взаимодействии с поверхностью субстрата. Высота барьера Шоттки и ее зависимость от свойств интерфейса определяет эффективность разрабатываемых для практических целей структур. В этой связи представлялось интересным провести измерения, позволяющие оценить механизм токопрохождения в диодных структурах на основе *n*-InP с использованием хрома и молибдена как активных контактов.

## 2. Методика изготовления структур

Для создания диодных структур Cr–*n*-InP использовались кристаллы фосфида индия, полученные методом Чохральского, с концентрацией электронов  $n_0 = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Диоды создавались вакуумным распылением хрома на предварительно очищенную и травленную поверхность субстрата. Структуры Mo–*n*-InP формировались на кристаллах с  $n_0 = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  также методом вакуумного распыления молибдена на предварительно травленную в смеси Br:C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH (1:4) в течение одной минуты поверхность субстрата. Толщина слоя Mo составляла  $\sim 1000 \text{ \AA}$ . Контакты создавались к *n*-InP пайкой In, а к слою Mo — серебряной пастой „контактол“.

## 3. Токоперенос в структуре Cr–*n*-InP

Вольт-амперные характеристики (ВАХ), измеренные при  $T = 77$  и  $300 \text{ К}$  для одного из типичных образцов, представлены на рис. 1. Прямые ветви могут быть

описаны соотношением

$$J = J_0 \left( \exp \frac{qV}{nkT} - 1 \right), \quad (1)$$

где  $n$  — коэффициент идеальности, остальные символы имеют их обычное значение. Коэффициент  $n = 1.01$ – $1.2$  при  $T = 300 \text{ К}$  и увеличивается с понижением температуры, достигая при  $T = 77 \text{ К}$  значений  $1.5$ – $2.1$ . Обратные ветви не имеют насыщения, причем  $J_0 \propto V^\alpha$ , где  $\alpha = 0.7$ – $0.9$ . Эти особенности ВАХ свидетельствуют о сложном механизме токопрохождения, т.е. о вкладе нескольких видов тока, причем в различных температурных интервалах преобладает один из них. В общем виде вклад различных механизмов токопереноса может быть представлен

$$J = \sum_i J_{0i} \left( \exp \frac{qV}{nkT} - 1 \right). \quad (2)$$

При  $T = 300 \text{ К}$  в образцах, где  $n \approx 1.01$ , преобладающий вклад вносит, на наш взгляд, термоэлектронная эмиссия. Оценка высоты барьера Шоттки  $\phi_B$  из

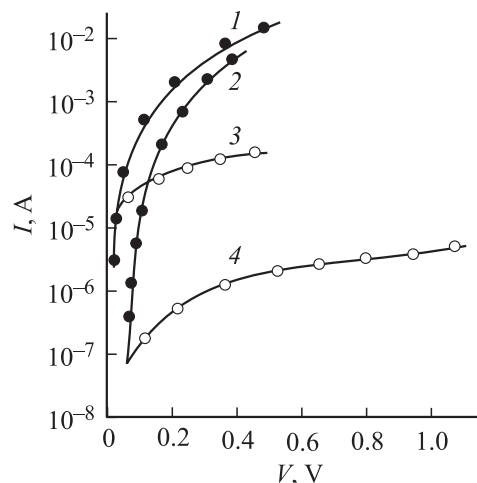
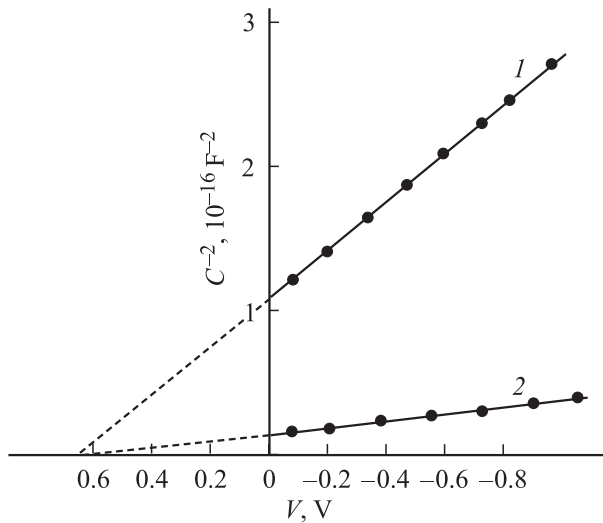


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики диодов Шоттки Cr–*n*-InP при  $T = 77$  и  $300 \text{ К}$ . 1, 2 — прямые ветви; 3, 4 — обратные.



**Рис. 2.** Вольт-фарадные характеристики диодов Шоттки Cr-n-InP,  $T = 77$  К. 1 — диод 1, 2 — диод 2.

соотношения

$$J_{0r} = A^* T^2 \exp \frac{q\phi_B}{kT} \quad (3)$$

дала значение  $\phi_B = 0.63$  эВ,  $A^* \approx 9$  А/(м<sup>2</sup> · К<sup>2</sup>) — эффективная постоянная Ричардсона.

Вольт-фарадные зависимости (ВФХ, рис. 2) дают дополнительные данные о  $\phi_B$  и других параметрах диодной структуры. По отсечке на оси абсцисс для разных образцов определены значения  $\phi_B = 0.65$  и  $0.43$  эВ. Первое значение соответствует величине определенной по ВАХ, а второе — определенной в работе [2]. Учитывая, что в [2] значения  $\phi_B$  получены на образцах с атомарно-чистой поверхностью и хромом, нанесенным в сверхвысоком вакууме, наши результаты могут быть объяснены тем, что более высокое значение  $\phi_B$  обусловлено наличием промежуточного слоя между Cr и n-InP. Подтверждением этого может служить оценка  $N_d$  по наклону ВФХ (равному  $2/q\epsilon_n N_d$ ), по которой величина  $N_d$  отличается от холловского значения в 2–5 раз.

С понижением температуры в сумме токов, определяемых (2), должен возрасти вклад генерационно-рекомбинационной компоненты, особенно при  $T = 77$  К с  $n \approx 2$ , при этом

$$J_r = J_{0r} \left( \exp \frac{qV}{2kT} - 1 \right), \quad J_{0r} = \frac{qn_i W}{2\tau_r}. \quad (4)$$

В этих выражениях  $W$  — ширина слоя объемного заряда,  $n_i$  — собственная концентрация носителей,  $\tau_r$  — время жизни в области объемного заряда. Оценим вклад диффузионной и туннельной составляющей тока. Диффузионная составляющая обусловлена возможной инжекцией дырок в нейтральную область. Так как коэффициент

инжекции определяется как [3]

$$\gamma_p \approx \frac{J_p}{J_n} = \frac{qD_p n_i}{N_d L A^* T^2 \exp \left( -\frac{q\phi_B}{kT} \right)} \quad (5)$$

( $D_p$  — коэффициент диффузии дырок,  $L$  — толщина нейтральной области), то некоторого вклада диффузионного тока можно было бы ожидать только при  $\phi_B = 0.65$  эВ. Однако из (5) следует, что даже при  $T = 300$  К с  $n_i \approx 7 \cdot 10^6$  см<sup>-3</sup>  $\gamma_p$  ничтожно мало.

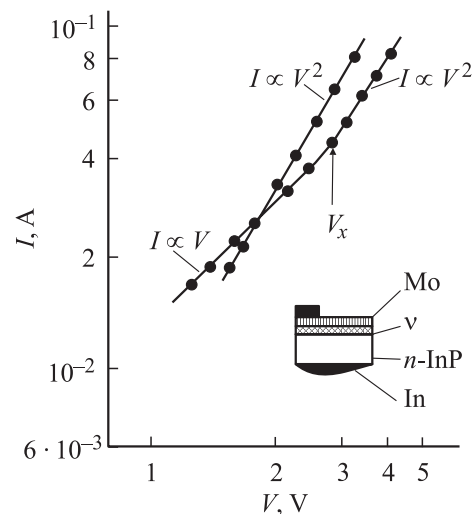
Возможный вклад туннельного тока  $J_{\text{tun}}$ , например по отношению к термоэмиссионному  $J_t$ , приближенно оценивается по соотношению

$$J_{\text{tun}}/J_t = \exp \left( -\frac{q\phi_B}{E_{00}} \right) / \exp \left( -\frac{q\phi_B}{kT} \right), \quad (6)$$

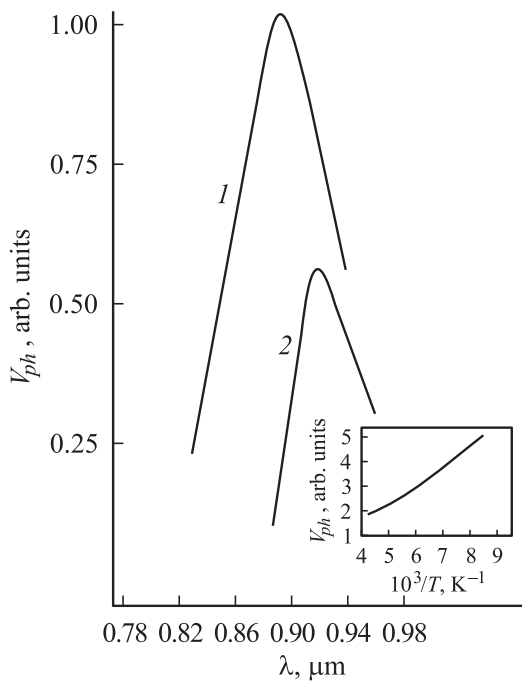
где  $E_{00} = \frac{q\hbar}{2} \left( \frac{N_d}{m^* \epsilon} \right)^{1/2}$ . Из (6) видно, что  $J_{\text{tun}}$  следует учитывать при  $E_{00} > kT$ . С учетом характеристик подложки при  $T = 300$  К  $E_{00}/kT \approx 0.24$  и при  $T = 77$  К  $E_{00}/kT \approx 0.9$ . Таким образом, при высоких температурах, близких к комнатной, туннельный ток не вносит существенного вклада, при низких же температурах генерационно-рекомбинационный ток (4) становится преобладающим. Из изложенного следует, что в исследованных структурах Cr-n-InP механизм токопереноса характеризуется вкладом нескольких видов тока в различных температурных интервалах и может изменяться в зависимости от параметров диодной структуры.

#### 4. Токоперенос в структурах Mo-n-InP

На рис. 3 представлены типичные ВАХ для структуры Mo-n-InP, измеренные при  $T = 110$  К в пропускном направлении. Как видно из рисунка, зависимости имеют



**Рис. 3.** Прямые ветви вольт-амперных характеристик для двух образцов Mo-n-InP,  $T = 110$  К. На вставке — схема структуры,  $v$  — высокоомный слой.



**Рис. 4.** Спектральная фоточувствительность структур Мо-*n*-InP при температуре  $T$ , К: 1 — 110, 2 — 300. На вставке — температурная зависимость фотоэдс.

либо линейный — при малых  $V$ , либо квадратичный характер. Из этого следует, что нет никакого механизма эмиссии, обусловленного барьером на границе металл-полупроводник, так же как и токопрохождения, определяемого рекомбинацией в слое объемного заряда или нейтральной области, т.е. нет аналитической зависимости типа (2). Наблюдаемый характер зависимости  $I(V)$ , на наш взгляд, можно связать с двойной инжекцией носителей в относительно высокоомном слое полупроводника, причем преобладает дрейфовый перенос. В этой связи исследуемая структура может иметь вид, представленный на вставке к рис. 3. В процессе напыления молибдена в подложке происходит деградация тонкого поверхностного слоя. В результате этой деградации в слое создается набор состояний дефектов акцепторного типа. Акцепторные примеси в этом слое компенсируют исходные донорные центры, что и приводит к образованию относительно высокоомного слоя ( $\nu$ ), и вся структура имеет вид Мо- $\nu$ -*n*-InP. Этот процесс деградации по характеру технологического цикла подобен процессу создания солнечных элементов на основе *p*-InP распылением *n*-In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, когда приповерхностный слой субстрата в результате деградации превращается в тонкий слой *n*-типа проводимости [4].

В нашем случае приложение прямого напряжения смещения приводит к высокой инжекции электронов в компенсированную  $\nu$ -область из хорошего „антизапорного“ контакта (*n*-InP) и дырок со стороны Мо. Анали-

тически этот режим может быть представлен в виде

$$J = q\tau\mu_n\mu_p(n_0 - p_0)\frac{V^2}{W_1^3}, \quad (7)$$

где  $W_1$  — толщина компенсированного  $\nu$ -слоя. Критическое напряжение перехода омического участка в квадратичный  $V_x \approx 3$  В (рис. 3) связано со временем пролета дырок  $t_p \approx \tau$  следующим образом:

$$t_p = \frac{W_1^2}{\mu_p V_x}. \quad (8)$$

Если предположить чисто кулоновское притяжение дырок отрицательно заряженными акцепторными центрами с плотностью  $N_a \approx 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, то при  $T = 110$  К сечение захвата составляет  $S \approx 10^{-11}$  см<sup>-2</sup>; время жизни  $\tau = 1/V_{th}SN_a$  ( $V_{th}$  — тепловая скорость  $\sim 5 \cdot 10^6$  см/с) равно  $\sim 2 \cdot 10^{-12}$  с, а ширина  $\nu$ -слоя  $W_1 \approx 2 \cdot 10^{-5}$  см при  $\mu_p \approx 60$  см<sup>2</sup>/(В·с). Диффузионная длина дырок  $L_p < 2 \cdot 10^{-5}$  см, и это является условием дрейфового переноса.

На рис. 4 представлены кривые спектральной фоточувствительности одного из типичных образцов, измеренные при  $T = 110$  и 300 К. Характерным для них является сдвиг в длинноволновую область спадающего участка кривой (при  $\lambda > \lambda_{max}$ ) на 0.07–0.09 эВ на высоте  $(1/2)V_{ph}^{max}$ . Это также подтверждает образование компенсированной  $\nu$ -области, так как оказываются возможными переходы на мелкие компенсированные уровни. Температурный ход фотоэдс (рис. 4, вставка) при освещении светом с  $\lambda = 0.9$  мкм показывает небольшой рост в интервале 110–300 К, что обусловлено слабым изменением времени жизни и других параметров структуры.

## 5. Заключение

Полученные результаты исследования токопереноса в диодных структурах Ст-*n*-InP и Мо-*n*-InP показали, что если в первых преобладает термоэлектронный или генерационно-рекомбинационный ток (в зависимости от температуры), то во вторых — двойная инжекция носителей, причем в последнем случае определяющим фактором стала деградация поверхностного слоя *n*-InP.

## Список литературы

- [1] E. Hökelek, G.J. Robinson. J. Appl. Phys., **54** (9), 5199 (1983).
- [2] T. Kendelewicz, N. Newman, R.S. List, I. Lindau, W.E. Spicer. J. Vac. Sci. Technol. B, **3** (4), 1206 (1985).
- [3] Э.Х. Родерик. *Контакты металл-полупроводник* (М., Радио и связь, 1982) с. 122.
- [4] Ming-Long Tsai, A.L. Fahrenbruch, R.H. Bube. J. Appl. Phys., **51** (5), 2696 (1980).

Редактор Т.А. Полянская

## On mechanisms of current transfer in Cr-*n*-InP and Mo-*n*-InP diode structures

*S.V. Slobodchikov, Kh.M. Salikhov, B.E. Samorukov*

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Study of electrical characteristics of diode Cr-*n*-InP and Mo-*n*-InP structures has been made. Consideration of results has shown that in Cr-*n*-InP structures prevails either the thermal electron current or that called a generational-recombinational one as a function of temperature. In structures Mo-*n*-InP takes place a double injection of charge carriers at the drift transport.